

УДК 538.945:538.915

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТРИПЛЕТНОГО СПИНОВОГО КЛАПАНА С НЕСКОЛЬКИМИ СЛОЯМИ СВЕРХПРОВОДНИКА

© 2023 г. Р. Р. Гайфуллин^{1, *}, Р. Г. Деминов¹, В. Н. Кушнир^{2, 3},
М. Ю. Куприянов⁴, А. А. Голубов⁵, Л. Р. Тагиров^{1, 6}

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Казанский (Приволжский) федеральный университет” Институт физики, Казань, Россия

²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

³Белорусский государственный университет, Кафедра теоретической физики и астрофизики, Минск, Беларусь

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

⁵Университет Твенте, Институт нанотехнологий MESA+, Факультет науки и технологий, Энсхеде, Нидерланды

⁶Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного учреждения науки “Федеральный исследовательский центр
“Казанский научный центр Российской академии наук”, Казань, Россия

*E-mail: gaifullin.rashid@gmail.com

Поступила в редакцию 28.10.2022 г.

После доработки 15.11.2022 г.

Принята к публикации 26.12.2022 г.

С помощью матричного метода решения линеаризованных уравнений Узаделя получена критическая температура и распределение синглетных компонент спаривания структуры сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник/ферромагнетик с неидеальными границами. Получен переход из π - в 0-фазовое состояние между слоями сверхпроводников при изменении угла между намагниченностями ферромагнитных слоев в такой структуре.

DOI: 10.31857/S0367676522700831, EDN: NKTWTF

ВВЕДЕНИЕ

Исследуется критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_k и распределение синглетных компонент сверхпроводящего спаривания симметричных С/Ф/С, асимметричных С1/Ф/С2 и С1/Ф1/С2/Ф2 гетероструктур (С – синглетный сверхпроводник, Ф – ферромагнитный металл) с неидеальными границами, в которых дальнедействующая триплетная сверхпроводящая компонента генерируется при неколлинеарных направлениях намагниченностей ферромагнитных слоев [1]. Ранее было показано, что критическая температура трехслойной С/Ф1/Ф2 гетероструктуры [2] может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев, в отличие от монотонного поведения $T_k(\alpha)$ в трехслойной Ф1/С/Ф2 гетероструктуре [3]. В работе [4] рассмотрено влияние дополнительного слоя сверхпроводника и дополнительного слоя нормального металла между ферромагнитными слоями на прямой и триплетный режи-

мы спинового вентиля при изменении толщин этих слоев в приближении идеальных границ: параметр квантово-механической прозрачности границы $\gamma_r = 0$, константы диффузии и удельные сопротивления слоев одинаковы. В данной работе рассматривается влияние дополнительного слоя сверхпроводящего металла с параметрами материалов и границ из работы [5]. Поэтому данное исследование актуально как для моделирования и определения параметров реальных структур, так и выявления особенностей в их поведении.

МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Первоначально зависимости критической температуры T_k симметричных С/Ф/С пленок [6] с осью x , перпендикулярной поверхности слоев, и бесконечных в направлениях y и z , моделируются матричным методом [7–9] в 0 и π фазовом состоянии для сравнительного анализа с асимметричными С1/Ф/С2 гетероструктурами.

Затем моделируется критическая температура $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структур. Направление обменного поля $\Phi1$ слоя лежит в плоскости yz , $\vec{h}(x) = E_{o\phi}\vec{m}(x) = (0, E_{o\phi} \sin \alpha, E_{o\phi} \cos \alpha)$, а обменное поле $\Phi2$ слоя направлено вдоль оси z , $\vec{h}(x) = (0, 0, E_{o\phi})$, $\vec{m}(x)$ – единичный вектор, сонаправленный вектору намагниченности, $E_{o\phi}$ – энергия обменного взаимодействия. Угол α изменяется от 0 (параллельная ориентация) до π (антипараллельная ориентация). Критическая температура спинового клапана определяется в диффузионном пределе. Справедливые в этом пределе уравнения Узаледа для сверхпроводящего и ферромагнитного слоя [7]

$$\begin{cases} \left(-\frac{D_c}{2} \partial_x^2 + |\omega|\right) F_{0,\omega}(x) = \Delta(x) \\ \left(-\frac{D_c}{2} \partial_x^2 + |\omega|\right) \vec{F}_{1,\omega}(x) = \vec{0}, \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \left(-\frac{D_\Phi}{2} \partial_x^2 + |\omega|\right) F_{0,\omega}(x) + i \operatorname{sgn}(\omega) (\vec{h}(x), \vec{F}_{1,\omega}(x)) = 0 \\ \left(-\frac{D_\Phi}{2} \partial_x^2 + |\omega|\right) \vec{F}_{1,\omega}(x) + i \operatorname{sgn}(\omega) \vec{h}(x) F_{0,\omega}(x) = \vec{0}, \end{cases} \quad (2)$$

решаются матричным методом. Здесь $D_{c(\Phi)}$ – коэффициенты диффузии сверхпроводящего и ферромагнитного материалов. $\omega = \pi k_B T (2n + 1)$ – мацубаровские частоты, $n = 0, 1, \dots, n_D$; n_D – целая часть выражения $\omega_D / 2\pi k_B T - 0.5$, где ω_D – дебаевская частота; $\Delta(x) = \pi k_B T \lambda \sum_{\omega} F_{0,\omega}(x)$ – параметр порядка в сверхпроводнике; λ – константа эффективного электрон-электронного взаимодействия; $\vec{F}_{\omega}(\vec{r}) = (F_{0,\omega} \sigma_0 + \vec{F}_{1,\omega} \vec{\sigma}) \sigma_3 = (F_{0,\omega} \sigma_0 + F_{12,\omega} \sigma_2 + F_{13,\omega} \sigma_3) \sigma_3$ – аномальная функция Грина, $F_{0,\omega}, F_{12,\omega}, F_{13,\omega}$ – синглетная и триплетные компоненты, σ_i – матрицы Паули. Уравнения (1), (2) дополнены условиями на внешних границах

$$\begin{cases} \partial_x f_{0,n}(0) = \partial_x f_{0,n}(L) = 0, \\ \partial_x \vec{f}_{1,n}(0) = \partial_x \vec{f}_{1,n}(L) = \vec{0}, \end{cases} \quad (3)$$

и на границах контактов

$$\begin{aligned} \rho^{-1}(x_i + 0) \partial_x f_{0,n}(x_i + 0) &= \rho^{-1}(x_i - 0) \partial_x f_{0,n}(x_i - 0), \\ f_{0,n}(x_i + 0) &= \\ &= f_{0,n}(x_i - 0) + \gamma_{\text{ГФС}} \xi_c \frac{\rho_\Phi}{\rho(x_i - 0)} \partial_x f_{0,n}(x_i - 0), \end{aligned} \quad (4)$$

для синглетной компоненты, и такие же условия для триплетных компонент. $\rho(x) = \rho_{c(\Phi)}$ – удельное низкотемпературное сопротивление сверхпроводящих и ферромагнитных материалов; $\xi_{c(\Phi)} = \sqrt{D_{c(\Phi)} / 2\pi k_B T_{KC}}$ – их длины когерентности,

T_{KC} – температура перехода в сверхпроводящее состояние массивного сверхпроводника. Характеристическое уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi\left(\frac{\omega_D}{2\pi k_B T} + 1 + \mu_c^{(k)}(T)\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \mu_c^{(k)}(T)\right) &= \\ &= \Psi\left(\frac{\omega_D}{2\pi k_B T_{KC}} + 1\right) - \Psi\left(\frac{1}{2}\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Psi(x)$ дигамма функция. В данной работе используются следующие значения параметров: $T_{KC} = 7$ К, $\rho_c = 7.5$ мкОм · см, $\xi_c = 8.9$ нм, $E_{o\phi} = 150$ К, $\rho_\Phi = 60$ мкОм · см, $\xi_\Phi = 7.6$ нм.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределение парной волновой функции характеризует фазовое состояние и поведение критической температуры в зависимости от толщины ферромагнитного слоя симметричных $C/\Phi/C$, асимметричных $C1/\Phi/C2$ и $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ гетероструктур (рис. 1а–3а). Физически наблюдаемой критической температурой является наибольшая из двух. 0-фазовое состояние, когда разность фаз между сверхпроводящим парным потенциалом в сверхпроводящих слоях равна нулю, и π -фазовое состояние с разным знаком ω на сверхпроводящих слоях изображены на рис. 1б в поперечном сечении структуры. Для асимметричных $C1/\Phi/C2$ структур толщина $C1$ слоя постоянна, толщина $C2$ слоя меньше на левой половине рис. 2а и больше на правой половине. Для различных толщин ферромагнитного слоя $d_\Phi / \xi_\Phi = 0.75, 1.0$ асимметричной структуры $C1/\Phi/C2$ построены распределения синглетной компоненты для каждой из двух критических температур. Сплошной линией показано распределение при большей T_c , пунктиром при меньшей. Нормирующий знаменатель $\sum f_0$ синглетных компонент асимметричной структуры $C1/\Phi/C2$ большей T_c принадлежит более толстому сверхпроводящему слою на рис. 2б.

В $C1/\Phi/C2$ структуре π -состояние (с разностью фаз π между сверхпроводящими слоями) может иметь большую критическую температуру, чем в 0-состоянии (с нулевой разностью фаз) (рис. 1 и 2). Вероятно, что $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структура также содержит спин-вентильные режимы в π -состоянии с большей критической температурой, чем в $C/\Phi1/\Phi2$ структуре. Для $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структуры толщина $C1$ слоя такая же, как и для $C1/\Phi/C2$ на рис. 1 и 2, толщины $\Phi1$ и $\Phi2$ слоев одинаковые (рис. 3). Распределение синглетных компонент обсуждается как основная причина поведения критической температуры $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структуры в зависимости от угла α между магнитными моментами ферромагнитных слоев. Толщина ферромагнитного слоя между сверхпроводниками,

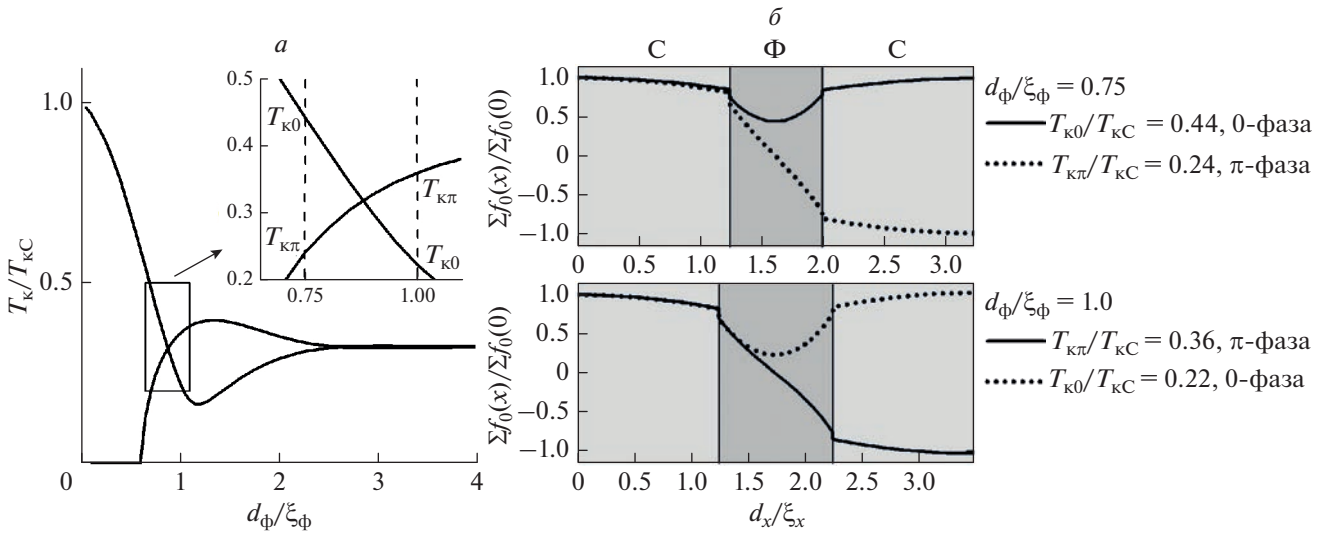


Рис. 1. T_K как функция толщины d_Φ симметричной С/Ф/С структуры, $d_c/\xi_c = 1.24$, $\gamma_{ГФс} = 0.07$ (а). Распределения спиновых синглетных $\Sigma f_0(x)/\Sigma f_0(0)$ компонент сверхпроводящего спаривания в поперечном сечении структуры для рис. 1а (б).

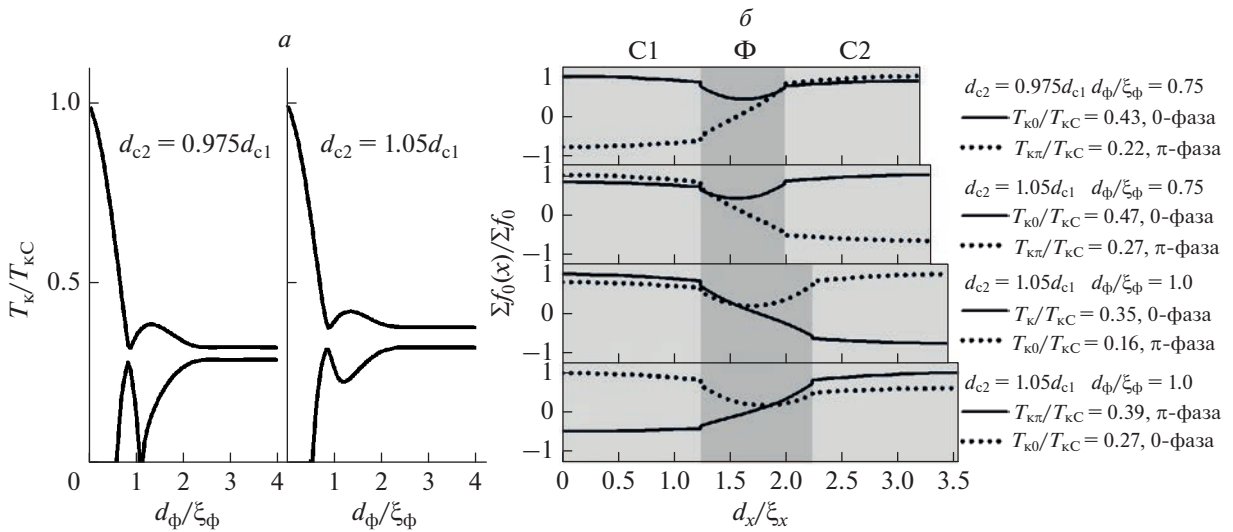


Рис. 2. T_K как функция толщины d_Φ асимметричной С1/Ф/С2 структуры, $d_{c1}/\xi_{c1} = 1.24$, $\gamma_{ГФс} = 0.07$ (а). Распределение спиновых синглетных $\Sigma f_0(x)/\Sigma f_0(0)$ компонент сверхпроводящего спаривания в поперечном сечении структуры для рис. 2а (б).

при которой происходит смена фазового состояния структуры, при изменении угла между намагниченностями ферромагнитных слоев смещается в сторону больших толщин. Возникает область толщин ферромагнитного слоя $d_\Phi/\xi_\Phi = 0.9 - 0.95$ (рис. 3а), при которой происходит смена фазового состояния с π - на 0-фазовое состояние. Вопреки предположению, полученные режимы обладают меньшей критической температурой, чем в случае, когда смена фазового состояния при изменении угла

между намагниченностями ферромагнитных слоев смещалась бы в сторону меньших толщин и происходила смена фазового состояния с 0- на π -фазовое состояние. Добавление С2 слоя в С/Ф1/Ф2 структуру изменяет прямой, триплетный и инверсный режимы на прямой режим с большим значением критической температуры, чем в С/Ф1/Ф2 структуре (вставки на рис. 3).

Получен триплетный режим, реализующийся переходом из π - в 0-фазовое состояние (рис. 4а). Для па-

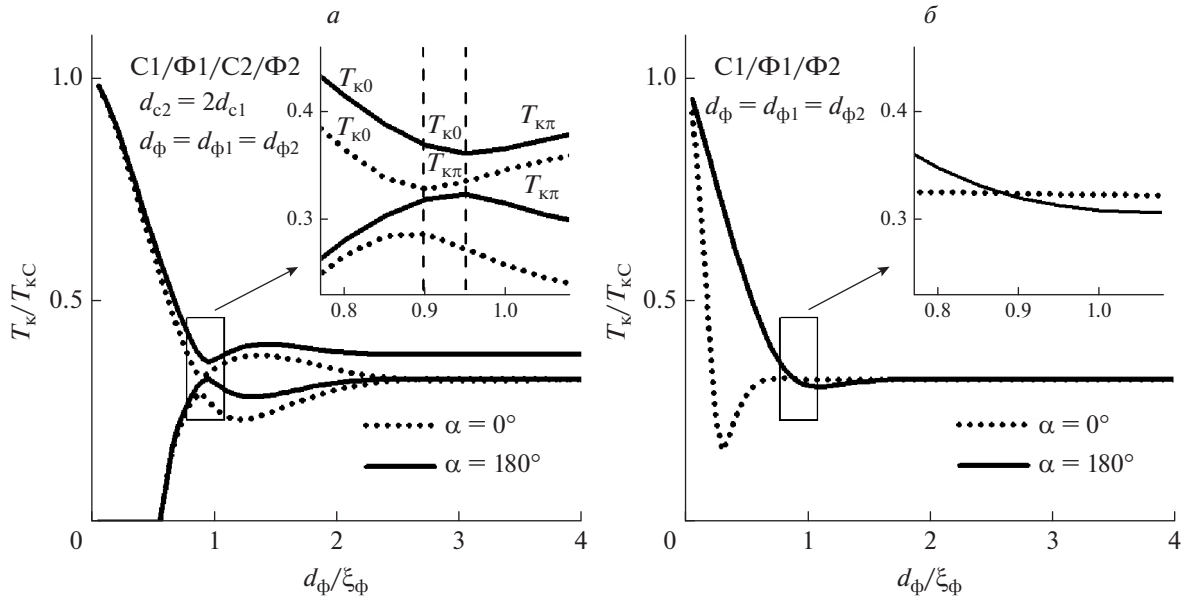


Рис. 3. T_K как функция толщины d_ϕ для параллельной и антипараллельной конфигурации магнитных моментов ферромагнитных слоев для: $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ (а) и $C/\Phi1/\Phi2$ (б) структуры. Остальные параметры задаются как $d_{c1}/\xi_{c1} = 1.24$, $\gamma_{\text{ГФС}} = 0.07$.

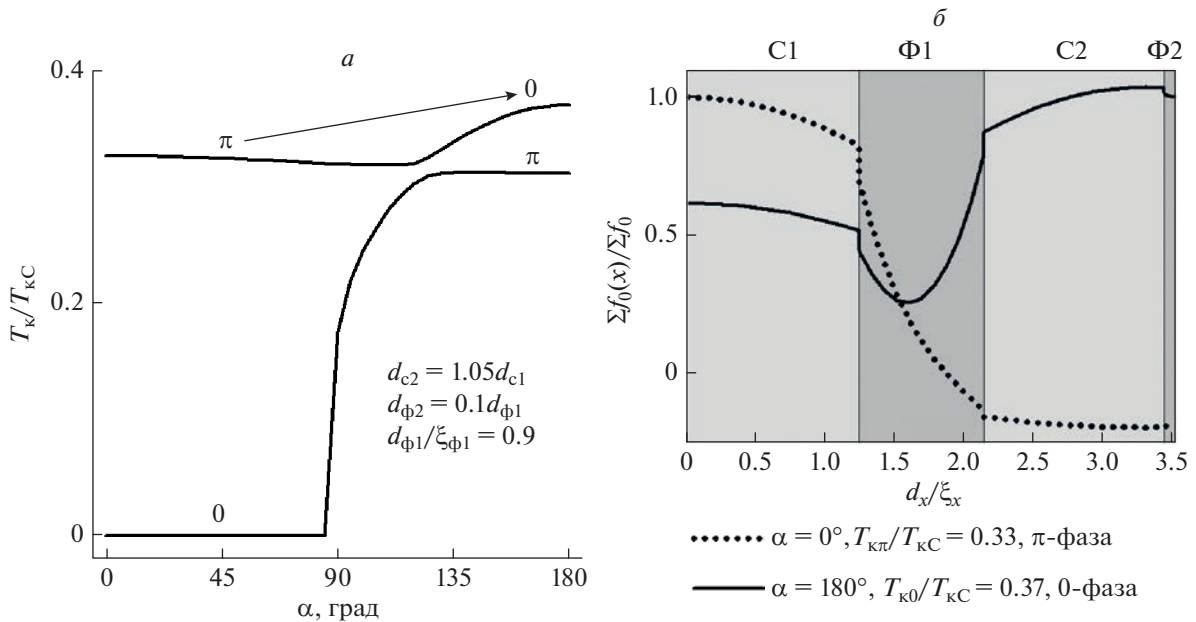


Рис. 4. Критическая температура T_K $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структуры в зависимости от угла α , $d_{c1}/\xi_{c1} = 1.24$, $\gamma_{\text{ГФС}} = 0.07$ (а). Распределение спиновых синглетных $\Sigma f_0(x)/\Sigma f_0$ компонент сверхпроводящего спаривания в поперечном сечении $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структуры рис. 4а (б).

параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей ферромагнитных слоев $C1/\Phi1/C2/\Phi2$ структуры построены распределения синглетной составляющей в поперечном сечении для большей из двух критических температур (рис. 4б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получена критическая температура несимметричной $C1/\Phi1/C2$ трехслойной гетероструктуры в зависимости от толщин слоев и распределение по слоям в поперечном сечении

структуры спин-синглетной компоненты конденсатной функции. Кроме того, был получен фазовый переход из π - в 0-фазовое состояние при изменении угла α между намагниченностями ферромагнитных слоев в C1/ Φ 1/C2/ Φ 2 гетероструктуре.

Работа была поддержана Программой КФУ “Приоритет-2030”. В.Н.К. благодарит за поддержку проект ГПНИ “Конвергенция-2025” (2021–2025), подпрограмму “Междисциплинарные исследования и новые зарождающиеся технологии”, проект “Спиновое упорядочение в гетероструктурах типа Сверхпроводник–Графен”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bergeret F.S., Volkov A.F., Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. No. 4. P. 1321.
2. Fominov Ya.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Y. et al. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 6. С. 329; Fominov Y.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Y. et al. // JETP Lett. 2010. V. 91. No. 6. P. 308.
3. Fominov Ya.V., Golubov A.A., Kupriyanov M.Y. // JETP Lett. 2003. V. 77. No. 9. P. 510.
4. Гайфуллин Р.Р., Кушнир В.Н., Демин Р.Г. и др. // ФТТ. 2019. Т. 61. № 9. С. 1585; Gaifullin R.R., Kushnir V.N., Deminov R.G. et al. // Phys. Solid State. 2019. V. 61. No. 9. P. 1535.
5. Fominov Y.V., Chtchelkatchev N.M., Golubov A.A. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. No. 1. Art. No. 014507.
6. Karabassov T., Stolyarov V.S., Golubov A.A. et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. No. 10. Art. No. 104502.
7. Кушнир В.Н. // Докл. БГУИР. 2016. Т. 97. № 3. С. 18.
8. Кушнир В.Н. Сверхпроводимость слоистых структур. Минск: БНТУ, 2010. 234 с.
9. Kushnir V.N., Prischepa S.L., Cirillo C. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. No. 21. Art. No. 214512.

Modeling of the superconducting triplet spin valve with several superconductor layers

R. R. Gaifullin^{a, *}, R. G. Deminov^a, V. N. Kushnir^{b, c}, M. Yu. Kupriyanov^d,
A. A. Golubov^e, L. R. Tagirov^{a, f}

^a Institute of Physics, Kazan Federal University, Kazan, 420008 Russia

^b Belarus State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, 220013 Belarus

^c Theoretical Physics Department, Belarusian State University, Minsk, 220030 Belarus

^d Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

^e Faculty of Science and Technology and MESA+ Institute of Nanotechnology, University of Twente, Enschede, 7500 AE The Netherlands

^f Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences, Kazan, 420029 Russia

*e-mail: gaifullin.rashid@gmail.com

Using the matrix method for solving the linearized Usadel equations, the critical temperature and the distribution of singlet pairing components of the superconductor/ferromagnet/superconductor/ferromagnet structure with nonideal boundaries are obtained. A transition from the π - to the 0-phase state between layers of superconductors was obtained with a change in the angle between the magnetizations of ferromagnetic layers in such a structure.